Verlustwinkelmeßmethoden und ihre Anwendung sowie Bestimmung des Verlustfaktors von keramischen und Kunstmaterialien bei hohen Frequenzen in Abhängigkeit von der Temperatur

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde

genehmigt
von der Philosophischen Fakultät der
Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin

Von
IRMTRAUT SIEBERT
aus Berlin

Tag der mündlichen Prüfung: 9. Mai 1935
Tag der Promotion: 16. Oktober 1935

Druck: Doktordruck — Graphisches Institut Paul Funk,
Berlin SW 68, Friedrichstr. 231.

371

Referenten: Prof. Dr. Wehnelt
Prof. Dr. E. Schumann

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Übersicht.

Seite

I.

1. Bedeutung des Verlustfaktors von keramischen Materialien und Kunststoffen bei hohen Temperaturen und hohen Frequenzen . . 5
2. Herkunft und allgemeine Eigenschaften der Dielektrika 5
3. Ableitung der Formeln zur Berechnung der dielektrischen Verluste 6

II.

A. Methoden zur Messung der dielektrischen Verluste und ihre Anwendung bei hohen Frequenzen und hohen Temperaturen . . . 7
1. Brückenmethoden 7
2. Kalorimetrische Methoden 12
3. Verlustwinkelmessung nach dem Resonanzverfahren 14

B. Die zur Bestimmung des Verlustfaktors bei höheren Temperaturen und hohen Frequenzen benutzte Meßanordnung 19
1. Bestimmung der Kapazität 19
2. Bestimmung der Frequenz 20
3. Bestimmung des Widerstandes R 21
   a) Aufbau der Meßanordnung 21
   b) Eichung und Kreiswiderstand 22
   c) Verlust- und Temperaturmessung 23
   d) Meßbedingungen und Fehlerquellen 24

C. Meßergebnisse und Besprechung bereits veröffentlichter Werte. 25

III.

Zusammenfassung und Schluß 28

IV.

Tabellen und Kurven 29

V.

Schrifttum 41

I.

1. Bedeutung des Verlustfaktors von keramischen Materialien und Kunststoffen bei hohen Temperaturen und hohen Frequenzen.

Es ist mir die Aufgabe gestellt worden, für eine Anzahl keramischer Materialien und Kunststoffe die dielektrischen Verluste zu untersuchen.

Für die Hochfrequenztechnik, besonders aber für die ganz hohen Frequenzen, gewinnt die Eigenschaft der Isolierstoffe, daß sie, wenn sie von einem hochfrequenten Felde durchsetzt werden, dem Felde dauernd Energie entziehen, immer mehr an Bedeutung. Es entstehen so Verluste, die sich in Wärme umsetzen. Sie können bei großen Energien beträchtliche Temperaturen erzeugen. So sind für die Sendetechnik, in der man fast ausschließlich mit hohen Energien arbeitet, Verlustwinkelmessungen in Abhängigkeit von der Temperatur besonders wichtig.

2. Herkunft und allgemeine Eigenschaften der Dielektrika.

In neuester Zeit sind eine Reihe von keramischen Stoffen und Kunstharzen bekannt geworden, die sich durch geringe dielektrische Verluste bei hohen Frequenzen auszeichnen.

Von den Kunstharzen (1) wäre vor allem Trolitul zu erwähnen. Trolitul wird von der Dynamit-Nobel A.G. in Troisdorf hergestellt. Es gehört zu den Kunstharzen und ist in der organischen Chemie unter dem Namen Polystyrol bekannt. Es ist ein reiner Kohlenwasserstoff. Als Abkömmling des Benzols läßt es sich aus Erdöldestillaten oder Nebenprodukten der Steinkohlendestillation herstellen. Polystyrol wird in Form von glasklaren Körnern gewonnen, die sich bei der Erwärmung zu einer Masse zusammenschmelzen und verformen lassen. Die Wärmebeständigkeit stellte Sommerfeld bei 60° C fest. Das Erweichungsintervall zeichnet sich durch eine starke Änderung physikalischer Eigenschaften aus. (Änderung von Brechungsindex, Dielektrizitätskonstanten, Ausdehnungskoeffizienten und spez. Wärme.) Die mechanischen Vorzüge von Trolitul sind geringes spez. Gewicht (1,05), gute elastische Eigenschaften und große Schlagbiegefestigkeit. Gegenüber elektrischer Beanspruchung zeichnet es sich durch großen Oberflächenwiderstand und geringen Verlustfaktor aus. Die Dielektrizitätskonstante ist klein.

Von den keramischen Materialien, deren Verlustfaktor in dieser Arbeit bestimmt wurde, gehören die meisten der Steatitgruppe an.

Unter Steatit (2) wurden früher wasserhaltige Magnesiumsilikate etwa von der Zusammensetzung $3\,MgO \cdot 4\,SiO_2 \cdot H_2O$ verstanden. Die Ausgangsprodukte waren unter den Namen Speckstein und Talk bekannt. Heute ist „Steatit" eine Gruppenbezeichnung für Stoffe geworden, die vorwiegend Speckstein von feinkristalliner Struktur enthalten und vollkommen dicht gebrannt sind.

Weit bekannt ist das Specksteinvorkommen bei Göpfersgrün im Fichtelgebirge. Magnesia, Kieselsäure und Kohlensäure wirken in gelöster Form auf den Kalk ein, aus dem dann Magnesiumsilikate entstehen.

Die gebräuchlichen Steatitmassen bestehen meist aus 70—95 % Speckstein oder Talk. Als Zusatzstoffe können Ton, Kaolin und Feldspat zur Anwendung kommen.

Solche keramischen Stoffe sind unter den Namen Steatit, Frequentit, Frequenta, Kerafar von der Steatit-Magnesia A.G., Berlin-Pankow, und ähnliche Magnesiumsilikate unter den Namen Calit, Calan, Ultra-Calan und Condensa von der Hermsdorf-Schomburg Isolatoren Ges. bekannt.

Durch Brennen bei 800—1000° C wird der Härtegrad von 1 auf 8 erhöht, der Stoff wird säure- und wärmebeständig und erhält große mechanische Festigkeit. Steatit kommt durch seine ausgezeichnete Dichte einem homogenen Stoff nahe, woraus sich die geringen dielektrischen Verluste und die gute mechanische Festigkeit erklären lassen.

3. Ableitung der Formeln zur Berechnung der dielektrischen Verluste.

Man kann sich die dielektrischen Verluste eines Isolierstoffes symbolisch als rein Ohmschen Widerstand R vorstellen, der mit einem idealen Kondensator in Reihe liegt.

Dann heißt das Ohmsche Gesetz

$$V = I\left(R + \frac{1}{j\omega C}\right)$$

Daraus ergibt sich für den Verlustfaktor

$$(1) \qquad \operatorname{tg}\delta = R\,\omega\,C.$$

Solange δ klein ist, kann man den Verlustfaktor gleich dem Leistungsfaktor setzen.

$$\operatorname{tg}\delta \approx \sin\delta = \cos\varphi$$

dann erhält man für die Verlustleistung

$$(2) \qquad N_v = \omega\, e_{eff}^2\, C \operatorname{tg}\delta$$

ω = Kreisfrequenz,
e_{eff} = effektive Spannung,
C = Kapazität.

Genau so ist die Vorstellung möglich, daß der ideale Kondensator und der Ohmsche Widerstand parallel liegen.

Dann ergibt die Anwendung des Ohmschen Gesetzes

$$V = I \frac{r \frac{1}{j\omega C'}}{r + \frac{1}{j\omega C'}} \quad \text{und}$$

$$\text{(3)} \qquad \operatorname{tg} \delta = \frac{1}{r\omega C'}$$

Bei hohen Frequenzen ist die Messung von kleinen Verlustwinkeln in der Hintereinanderschaltung leichter ausführbar und geeigneter als die Parallelschaltung.

II.

A. Methoden zur Messung der dielektrischen Verluste und ihre Anwendung bei hohen Frequenzen und hohen Temperaturen.

1. Brückenmethoden.

Von den Arbeiten, die über dielektrische Verluste gemacht worden sind, sollen hier nur die Methoden erörtert werden, die für feste Dielektrika entwickelt worden sind, da bei flüssigen Substanzen die Meßbedingungen ganz andere werden. Die ersten Arbeiten über Verlustwinkelmessungen bei Zimmertemperatur wurden bei niederen und mittleren Frequenzen gemacht. Dabei wurden Brückenanordnungen benutzt, die zwischen 1911 und 1915 veröffentlicht wurden. Am bekanntesten sind die geerdete Punktbrücke nach Giebe (3) und die Brücke mit geerdetem Hilfszweig nach K. W. Wagner (4, 5, 6).

K. W. Wagner veröffentlichte 1911 (4) und 1912 (5) Verlustwinkelmessungen, die er an Harzen, Paraffinen, verschiedenen Gummiarten und Faserstoffen ausgeführt hatte. Als Meßanordnung für die dielektrischen Verlustwinkel wurde von K. W. Wagner die Wiensche Wechselstrombrücke benutzt. Zur Beseitigung des schädlichen Einflusses der Erdableitungen und Erdkapazitäten wurde ein geerdeter Hilfszweig, der so abgeglichen wurde, daß der Indikatorzweig der Brücke stromlos gegen Erde war, parallel geschaltet. Alle Widerstände, Kondensatoren und Leitungen wurden abgeschirmt, damit durch Personenbewegungen während der Messung keine Kapazitätsänderungen verursacht wurden. Dann übten die Erdkapazitäten auf die Einstellung der Brücke keinen Einfluß mehr aus.

Unter den eben genannten Bedingungen war, wie Wagner und Wertheimer angeben, ein scharfes Minimum zu erreichen.

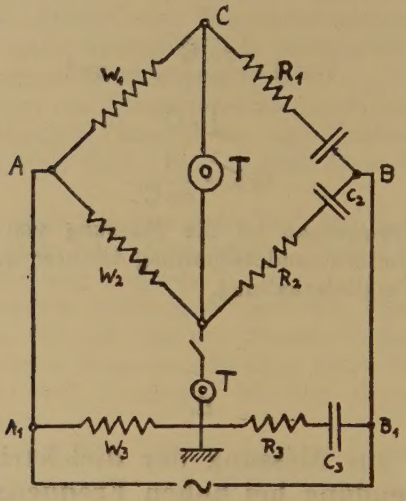


Abb. 1. Meßbrücke nach K. W. Wagner.

Es wurde eine Substitutionsmethode angewandt, wobei der mit Verlusten behaftete Kondensator C_2' durch einen veränderlichen verlustfreien Luftkondensator C_2'' ersetzt wurde.

Der Verlustwinkel ließ sich aus der Gleichung

$$(4) \qquad \delta_2' = (R_2'' - R_2') \omega C_2'$$

berechnen. Der Phasenunterschied $\varphi_2 - \varphi_1$, der durch das Abgleichen der Widerstände W_1 und W_2 entstand, und bei kleinen Verlustfaktoren große Fehler verursachen konnte, ließ sich aus der Gleichung

$$(5) \qquad -\delta_1 = R_1 \omega C_1 - R_2'' \omega C_2'' + \varphi_2 - \varphi_1$$

bestimmen, wenn C_1 ein verlustfreier Kondensator war, so daß $\delta_1 = 0$ wurde.

Wagner und Wertheimer gaben noch ein zweites Meßverfahren an, daß ebenfalls die Bestimmung der Phasendifferenz erlaubte. Die Brücke wurde zunächst mit dem zu untersuchenden Kondensator C_2' gegen einen entsprechenden Luftkondensator C_1' abgestimmt. Dann ersetzte man C_1' und C_2' durch zwei der Größe entsprechende verlustfreie Luftkondensatoren C_1'' und C_2'' und glich die Brücke mit Hilfe von R_1, R_2 und C_2'' ab. Hieraus ließ sich die Phasendifferenz direkt ermitteln.

1915 veröffentlichte K. W. Wagner (6) eine weitere Arbeit, die über Widerstandsmessungen bei Hochfrequenz handelte. Wagner

hatte darin sowohl mit der Widerstandsbrücke als auch mit der Kapazitätsbrücke gemessen. Er fand, daß für Widerstände unter 100 Ohm die Widerstandsbrücke, für Widerstände über 100 Ohm die Kapazitätsbrücke geeigneter war.

Eine Brückenmethode ohne Hilfszweig ist zunächst von Schering (7) zur Messung von Verlustwinkeln bei hohen Spannungen angegeben worden. Die Scheringsche Brücke bauten Giebe und Zickner (8) zur Messung von kleinen Verlustfaktoren aus.

Vorteile gegenüber der Wagnerschen Methode sollten vor allem rein praktischer Natur sein. Besonders bei hohen Kapazitäten soll die Meßanordnung von Giebe und Zickner Vorteile bieten.

Wie bei Wagner wurde die Brücke (s. Abb. 2) zuerst mit dem Verlustkondensator C_x abgestimmt, dann wurde C_x durch einen anderen verlustfreien Kondensator C_N ersetzt. Die Phasenabgleichung der Brücke geschah hier durch einen veränderlichen Kondensator C_4, der parallel zu R_4 lag, nicht wie bei Wagner durch einen veränderlichen Widerstand im Hilfszweig.

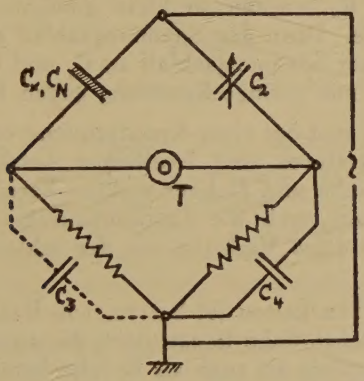


Abb. 2.

Durch Benutzung von ganz gleichmäßig konstruierten, induktionsarmen und kapazitätsarmen Widerständen und symmetrischen Aufbau der Brückenzweige wurden φ_3, φ_4 und δ_1 kleine Größen. Die Differenz der Phasenabweichungen, die jetzt nur noch einen kleinen Betrag ausmachte, wurde durch Substitution genau so wie bei Wagner beseitigt. Die Ableitung der Gleichungen sowie das Endergebnis sind analog zu denen von Wagner (s. S. 8). Während Wagner eine Widerstandsdifferenz in seiner Endgleichung

$$(4) \qquad \delta_2' = (R_2'' - R_2')\,\omega\,C_2'$$

erhielt, hatten Giebe und Zickner eine Kapazitätsdifferenz Δc_4 in ihrer Gleichung.

$$\delta_x = \Delta c_4 \omega R_4 \tag{6}$$

War C_N ein nur verlustarmer Kondensator, so mußte sein Verlustwinkel δ_N berücksichtigt werden. Giebe und Zickner führten dann noch eine Korrektion ein, die durch die Zusatzkapazitäten c_z der Zuleitungen zum Kondensator nötig wurde. Die Gleichung für δ_x lautete dann

$$\delta_x = \omega r_4 \Delta C_4 \left(1 + \frac{c_z}{C_N}\right) + \delta_N. \tag{7}$$

Um die Anfangskapazität zu kompensieren, wurde zu R_3 ein veränderlicher Kondensator C_3 parallel geschaltet. Über Abschirmung, Symmetrie im Aufbau, bifilare Wicklung der Widerstände gilt das gleiche, was bereits bei der Wagnerschen Arbeit gesagt wurde.

Die Meßgenauigkeit ist unter den oben genannten Voraussetzungen von der Spannung und der Frequenz, die an der Brücke liegen, von der Größenordnung der Kapazitäten und Widerstände abhängig. R_3 und R_4 wurden so klein gewählt, wie es die Meßgenauigkeit erlaubte. Denn der Spannungsabfall an R_3 und R_4 sollte im Verhältnis zu dem Spannungsabfall an C_1 und C_2 klein sein, damit das Nullinstrument nur geringe Spannung gegen Erde hatte.

Die Messungen sind bei einer Kreisfrequenz von $\omega = 5000$ Ü/Sek. an Glimmerkondensatoren und käuflichen Luftkondensatoren ausgeführt worden. Giebe und Zickner stellten bereits damals fest, daß diese Kondensatoren, auch die Luftkondensatoren, große Verluste aufweisen, und daß diese Verluste von der schlechten Isolation herrührten.

Campbell und Shackelton (9) hatten, wie Behr und Williams angeben, eine Vergleichsbrücke konstruiert, die sowohl als Brücke mit Wagnerschem Hilfszweig als auch als Brücke benutzt werden konnte, die nur an einem Punkt an Erde lag. Die Abschirmungsarten, die hier ausführlich besprochen wurden, haben sich gut bewährt. Die geerdete Abschirmung, die bereits von K. W. Wagner, Giebe und Zickner angegeben wurde, war bei Campbell und Shackelton durch mehrfache Gehäuse, bei denen ein Punkt an Erde lag, ersetzt. Dadurch, daß Einzelteile, Brückenzweige und außerdem die ganze Brücke abgeschirmt wurden, kam man zu drei ineinandergeschachtelten Schutzhüllen. Infolge dieser guten Abschirmung erreichten Campbell und Shackelton eine außerordentlich hohe Genauigkeit.

Außer diesen Meßmethoden ist von Geyger (10) eine den Brückenanordnungen ähnliche Methode, die Kompensationsmethode, zur Bestimmung von Verlustfaktoren benutzt worden.

Geyger erzeugte mit Hilfe eines Lufttransformators eine veränderliche Spannung, die gegen einen in der Meßanordnung wirkenden Strom um 90° in der Phase verschoben war. Es wurde dabei vorausgesetzt, daß im Lufttransformator keine Wirbelströme und Isolationsverluste vorhanden waren, was natürlich nur im Idealfall denkbar ist.

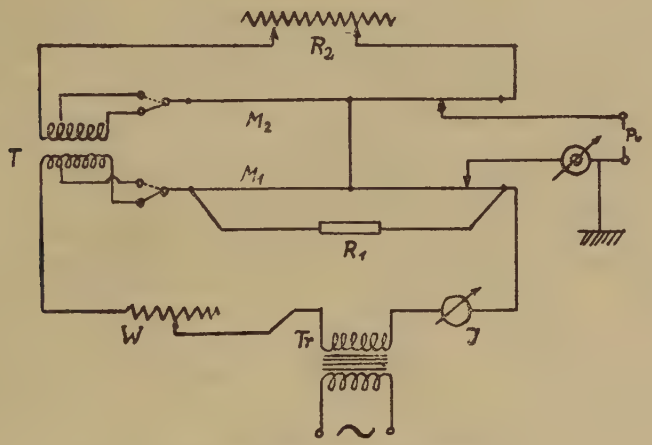


Abb. 3. Kompensationsschaltung nach Geyger.

Nach Angaben von Schering (10a) betrug die Streuung eines Lufttransformators 30 %. Die Abweichung der Phasenverschiebung zwischen den beiden Strömen im Primär- und Sekundärkreis war um 4 Minuten von 90° verschieden. Das heißt aber, daß die Meßanordnung bereits einen Verlustfaktor von über $10 \cdot 10^{-4}$ besaß. Damit wird die Kompensationsmethode für Messungen kleiner Verlustfaktoren hinfällig.

Die Empfindlichkeit der Brückenanordnungen ist allgemein von der Frequenz und von der Größe des durchgehenden Stromes abhängig, der Strom wieder hängt von der Kapazität der Meß- und Vergleichskondensatoren ab. Die Brückenmethode kann recht genaue Meßwerte für Verlustfaktoren liefern, vorausgesetzt, daß sich der Einfluß von Induktion und Influenz der Brückenteile gegeneinander und der Einfluß der Erdableitungen und Erdkapazitäten vermeiden läßt.

Die Brückenmethoden sind für Verlustwinkelmessungen bei hohen Temperaturen allgemein schlecht anwendbar, da durch das Anbringen der Heizvorrichtung der Aufbau unsymmetrisch wird und damit gegen den Grundgedanken einer Brückenanordnung verstoßen wird.

Die Benutzung von Brückenmethoden für hohe Frequenzen führt noch zu weiteren Schwierigkeiten. Die Widerstände lassen sich in-

folge ihrer Größe nicht induktionsfrei und kapazitätsfrei herstellen und müssen bei hohen Frequenzen große Phasenunterschiede hervorrufen. Wilde Kopplungen, kapazitive Einflüsse der Brückenzweige gegeneinander und Erdableitungen werden so groß, daß sich schwerlich eine Symmetrie noch herstellen läßt.

2. Kalorimetrische Methoden.

Preuner und Pungs (11) haben Spulenwiderstände bei Hochfrequenz kalorimetrisch bestimmt, indem sie aus der entwickelten Wärmemenge die Verlustleistung berechneten.

Keller (12) benutzte diese Methode, um aus der in einem Kondensator entwickelten Wärmemenge, die durch dielektrische Verluste entsteht, die Verlustleistung zu bestimmen.

Der Meßkreis enthielt eine Spule, die mit dem Röhrensender lose gekoppelt war und parallel dazu einen Luftdrehkondensator zum Abstimmen. Außerdem lagen ein Hitzdrahtstrommesser A und ein Versuchskondensator C_x in dem Kreis. C_x befand sich in einem Kalorimetergefäß K, das als Kalorimeterflüssigkeit Petroleum enthielt, das einen kleinen Verlustfaktor besitzt. Die Temperaturerhöhung, die durch die Verluste im Dielektrikum gegeben ist, wurde mit einem Beckmannschen Differentialthermometer, das in fünfzigstel Grad geteilt war, gemessen. Das Kalorimeter wurde mit Hilfe einer Heizspirale, die an Stelle des Kondensators C_x gesetzt wurde, durch Aufnahme des Temperaturanstieges in Abhängigkeit von der Zeit geeicht. Für den Wasserwert W ergab sich

$$W_{cal} = \frac{0{,}239 \cdot E \cdot I \cdot z}{\Delta t} \qquad (8)$$

$E \cdot I$ = die in Wärme umgesetzte elektrische Energie,
z = Zeit der Erwärmung,
Δt = Temperaturerhöhung.

Zur Verlustmessung wurde die Temperaturerhöhung bei konstanter Stromstärke in Abhängigkeit von der Zeit festgestellt. Dann ergab sich für die Verlustleistung

$$N_v = W \frac{\Delta t}{0{,}239\, z} \,. \qquad (11)$$

Die an dem Kondensator C_x liegende Spannung berechnete man aus der Frequenz, dem durchgehenden Strom und der Kapazität:

$$e_{eff} = \frac{i_{eff}}{\omega C} \,. \qquad (12)$$

Die Frequenz wurde mit dem Wellenmesser, die Kapazität nach der Überlagerungsmethode bestimmt. Die Messungen führte Keller

an Gläsern bei einer Frequenz von $3 \cdot 10^6$ Hz (100 m) und einer Temperatur von 20° C bei einer Spannung von 1000 Volt/mm aus.

Über die Verwendbarkeit der kalorimetrischen Methode läßt sich folgendes sagen.

Der Meßkondensator soll so wenig wie möglich Halter und Stützen erhalten, und diese dürfen auch nur aus dem verlustärmsten Material hergestellt sein, da durch sie große zusätzliche Verluste entstehen können. Der Rührer ist hier in Form einer Spirale angebracht, die mit einem Motor gekoppelt ist. Der Rührer ist einerseits für eine gleichmäßige Temperaturverteilung unbedingt erforderlich, anderseits verursacht er sehr leicht Wirbelstromverluste, die eine zusätzliche Erwärmung herbeiführen.

Bei der Entscheidung, welche Meßmethode man wählen will, spielt die Energiefrage häufig eine Rolle. Die folgende Rechnung soll einen kurzen Überblick darüber geben.

Die Verlustleistung eines Kondensators beträgt:

$$N_v = \tfrac{1}{2}\,\omega\, C_x\, V_0^2\, \operatorname{tg}\delta \qquad (2a)$$

wobei

ω = die Kreisfrequenz,
C_x = die Kapazität des zu messenden Kondensators,
V_0 = die mittlere Spannung,
$\operatorname{tg}\delta$ = den Verlustfaktor,
e_{eff} = die effektive Spannung an dem Kondensator C_x

bedeuten.

Nimmt man z. B. an, daß eine Wirkleistung von 5 Watt erzielt werden soll, wenn $C = 60\,\mu\mu F$, $\operatorname{tg}\delta = 1 \cdot 10^{-4}$, $\omega = 2 \cdot 10^9$ sind, so interessiert die dazu notwendige Stromstärke. Die an dem Kondensator C_x liegende Spannung ist

$$e_{eff} = \frac{i_{eff}}{\omega C} .$$

Für V_0 ergibt sich dann

$$V_0 = \frac{i_{eff}\sqrt{2}}{\omega C} . \qquad (12a)$$

Setzt man den Wert für V_0 in Gleichung (12a) ein und löst nach i_{eff} auf, so ist

$$i_{eff} = \sqrt{\frac{N \omega C_x}{\operatorname{tg}\delta}} . \qquad (13)$$

Für die angegebenen Werte erhält man

$$i_{eff} \approx 24 \text{ Amp.}$$

Um also 5 Watt zu erhalten, muß man eine effektive Stromstärke von 24 Amp. haben. Man sieht daraus, daß bei einer Wellenlänge

von 10 m ($\nu = 3 \cdot 10^7$ Hz) ein Messen kleiner Verlustfaktoren auf kalorimetrische Art schon schwierig wird.

Mit wachsender Frequenz und fallendem Verlustfaktor nimmt die effektive Stromstärke zu und wird so groß, daß bei sehr hohen Frequenzen eine kalorimetrische Methode zum Messen kleiner Verlustfaktoren unmöglich wird. Aus der obigen Rechnung ergibt sich auch, daß Messungen bei höheren Temperaturen mit dem Kalorimeter wegen des großen Energieaufwandes erst recht nicht in Frage kommen.

3. Verlustwinkelmessung nach dem Resonanzverfahren.

Außer den Brückenanordnungen und kalorimetrischen Methoden werden noch sogenannte Resonanzverfahren zur Bestimmung des Verlustwiderstandes benutzt. Kapazität und Frequenz müssen dann getrennt ermittelt werden. Da die Meßmethoden zur Bestimmung von C und ω bekannt sind, genügt es, nur auf die Methoden zur Bestimmung des Widerstandes einzugehen. Hier wäre besonders Schott (13) zu erwähnen, der nach einem Resonanzverfahren kleine Verlustwinkel bei einer Wellenlänge von 300 bis 700 m gemessen hat. Er benutzte die Lindemannsche Methode in Verbindung mit einer Kompensationsschaltung für den Thermostrom*).

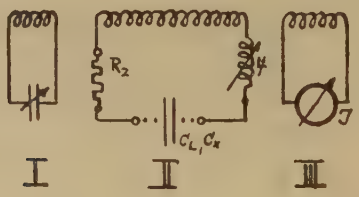


Abb. 4.

Der Meßkreis II war mit dem Sender I und mit einem Indikatorkreis III gekoppelt. Kreis II brachte man mit Hilfe einer veränderlichen Selbstinduktion zu Kreis I in Resonanz. Dann wurde der verlustbehaftete Kondensator durch einen verlustfreien ersetzt, mit dem der Kreis wieder auf Resonanz abgestimmt wurde. Durch Zuschalten von Widerständen, die an Stelle eines Kurzschlußbügels gesetzt wurden, brachte man das Meßinstrument auf den alten Ausschlag zurück.

*) Die Kompensationsschaltung wird hier nicht näher angegeben, da sie nicht zur eigentlichen Meßschaltung gehört.

Der Verlustwiderstand R_v war dann

$$R_v = R' + (R'' - R') \frac{\sqrt{\frac{a_0}{a'} - 1}}{\sqrt{\frac{a''}{a'} - 1}}.$$

a_0 = Ausschlag, wenn C_x eingeschaltet ist.
a' = Ausschlag, wenn C_L und ein kleiner Widerstand eingeschaltet sind.
a'' = Ausschlag, wenn C_L und ein großer Widerstand eingeschaltet sind.

Wesentlich war, daß die Vergleichskondensatoren völlig verlustfrei waren, bzw. daß ihr Verlust für jede Kondensatorstellung bekannt war, um berücksichtigt zu werden. Schott baute kapazitätsarme und verlustarme Vergleichswiderstände aus Konstantandraht unter Berücksichtigung des Skineffekts.

Die Lindemannsche Methode scheint wegen ihrer einfachen Schaltung besonders für hohe Frequenzen geeignet. Die Fehler, die durch zusätzliche Kapazitäten und durch Induktivitäten entstehen können, sind hier durch die Einfachheit der Schaltung herabgesetzt und können durch geeigneten Aufbau und richtige Abschirmung beinahe vollständig beseitigt werden.

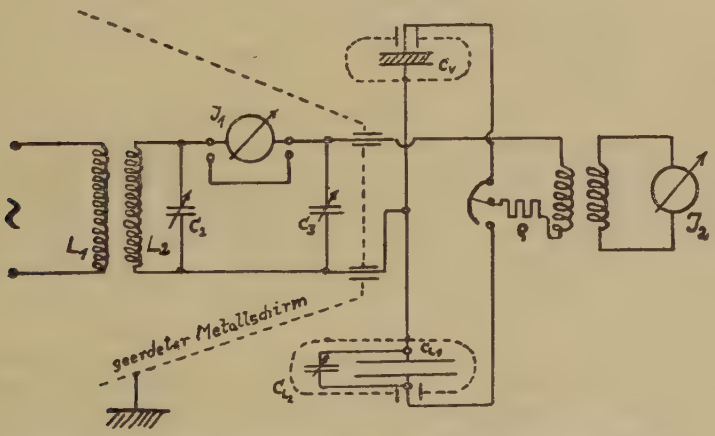


Abb. 5. Versuchsanordnung und Schaltschema nach Möller.

Das Auswechseln des Meßkondensators durch einen verlustlosen Vergleichskondensator ist in der Art, wie es bei Schott und seinen Vorgängern geschehen ist, für sehr hohe Frequenzen ungeeignet bzw. nicht anwendbar, weil dort bereits kleine Änderungen

innerhalb der Meßanordnung, die bei mittleren Frequenzen noch nicht ins Gewicht fallen, große Fehler verursachen können.

Möller (14) benutzte wie Schott zur Messung ein Resonanzverfahren, und zwar eine Vergleichsmethode. Ein Röhrensender war mit einem Meßkreis gekoppelt, der den verlustfreien (C_{L_1}, C_{L_2}) und zugleich den Verlustkondensator C_v und die Abgleichswiderstände enthielt.

Wie aus der Zeichnung ersichtlich ist, war der Aufbau der Meßanordnung kompliziert. Für sehr hohe Frequenzen muß der Meßkreis so einfach wie möglich gehalten werden, denn je höher die Frequenzen sind, um so größer werden kapazitive und induktive Einflüsse.

Offermann (15) machte seine Messungen im Schwingkreis der Röhre selbst, um von den schädlichen Kapazitätskopplungen unbeeinflußt zu bleiben. Im Schwingkreis befanden sich eine Spule und der Verlustkondensator, der zum Vergleich durch Umschaltung gegen einen verlustfreien Kondensator ausgewechselt wurde. Ihm wurden induktionsfreie und kapazitätsarme Widerstände zugeschaltet, um den alten Zustand wieder herzustellen. Der Verlustwiderstand des Kondensators war dann gleich dem zugesetzten Widerstand für eine bestimmte Frequenz. Die Rückkopplung wurde während einer Messung konstant gehalten. Sie wurde vorher so eingestellt, daß sich der Kreis im indifferenten Gleichgewicht befand, d. h. Schwingkennlinie und Rückkopplungsgerade sich vom Anfangspunkt aus über ein endliches Stück deckten. Die nötige Konstanz des Senders wurde mit einem Verstärkeraggregat und Lautsprecher sowie mit einer Stimmgabel geprüft.

Für hohe Frequenzen hat diese Methode gegenüber einer gekoppelten Meßanordnung insofern einen Nachteil, als hier zur Strommessung der Absolutwert erforderlich wird, was größere Ungenauigkeiten mit sich bringen kann. Die Einstellung ist zu kompliziert, die einzelne Messung nimmt zuviel Zeit in Anspruch, als daß diese Methode für Wärmemessungen in Frage käme. Dazu kommt noch, daß sich ein Aufbau mit Temperaturmessungen schwer im Sender unterbringen läßt.

Rohde machte Verlustwinkelmessungen nach der Lindemannschen Methode mit Vergleichsverfahren und durch Dämpfungsmessung. Er benutzte bei den Wellenlängen $\lambda = 300$ m bis $\lambda = 3$ m verschiedene Meßanordnungen (17, 18), die er 1933 und 1934 veröffentlichte.

Die Lindemannsche Methode benutzte Rohde zum Messen von kleinen Verlustfaktoren bei $\lambda = 300$ m bis $\lambda = 20$ m, später auch bei 6 m und 3 m in anderer Meßanordnung.

Rohde baute den Meßkondensator C_x und den Vergleichskondensator C_N vollkommen gleich und betätigte die Einsetzung von C_x

bzw. von C_N durch Umschalter. Er bestimmte den Verlustwiderstand nicht wie meist üblich durch Strommessung, sondern durch Spannungsmessung mit dem von ihm gebauten Röhrenvoltmeter.

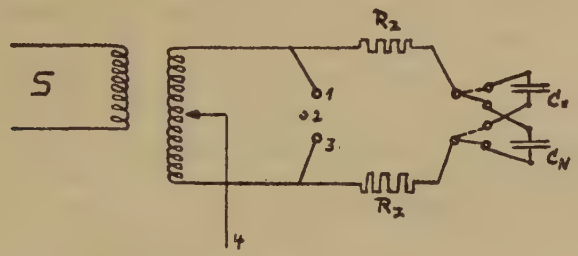


Abb. 6. 1 bis 4 Anschlüsse zum Röhrenvoltmeter.

Der Spannungsabgriff erfolgte symmetrisch von der Mitte der Spule, es wurde so mit halber Spannung gearbeitet. Der Verlustwiderstand R_v ließ sich dann aus

$$R_v = R_z \frac{\frac{U_1}{U_3} - 1}{\frac{U_1}{U_2} - 1}$$

bestimmen, wenn U_1 die Spannung war, die an dem Kondensator C_N lag, U_2 die Spannung an C_N bei eingeschaltetem Widerstand R_z, U_3 die Spannung an dem zu messenden Verlustkondensator C_x.

Bei konstantem ω und C ließ sich der Verlustfaktor leicht aus $\operatorname{tg} \delta = R_v \omega C$ bestimmen.

Zur Messung bei 6 m und 3 m verkleinerte sich die Meßanordnung sehr. Die Induktivität bestand nur noch aus den Zuleitungen von R_z zum Meßkondensator, der gleichzeitig Vergleichskondensator war. Die bewegliche Litze, die Rohde in der vorigen Anordnung benutzte, wurde durch stabiles Kupferrohr ersetzt. Ebenso wurde diese Meßanordnung im Gegensatz zur obigen auf verlustarmem Material aufgebaut. Der Skineffekt wurde bei der Eichung der Vergleichswiderstände berücksichtigt. Eine Erhöhung der Empfindlichkeit wurde durch eine Kompensationsspannung E_0 erreicht, die einen Teil der Spannungen U_1, U_2 und U_3 aufhob. Es brauchte dann nur noch die Differenz der Spannungen abgelesen zu werden.

Bei Benutzung mehrerer Widerstände ergab sich aus R_z und den Ausschlägen am Instrument G eine Kurve, die für eine bestimmte Frequenz und Kapazität galt. Daraus wurden auch diejenigen Widerstände bestimmt, die kleiner waren als der kleinste einschaltbare Widerstand.

Zur Messung größerer Verlustfaktoren, wie sie Celluloid, Bakelit und Pertinax haben, wandte Rohde die Dämpfungsmessung an. Die Widerstände ließen sich aus der Resonanzkurve und der Halbwertsbreite bestimmen. Die Dämpfung ϑ_1 wurde bei eingeschaltetem Vergleichskondensator, ϑ_2 bei eingeschaltetem Verlustkondensator gemessen. Aus der Formel

$$R_v = 152{,}3\left(\frac{\vartheta_2}{C_v} - \frac{\vartheta_1}{C_N}\right)$$

ließ sich dann der Verlustwiderstand R_v berechnen. Rohde bemerkte in seiner Veröffentlichung in der E. T. Z. vom Juni 1933, daß die Methode der Dämpfungsmessung recht umständlich und zeitraubend sei.

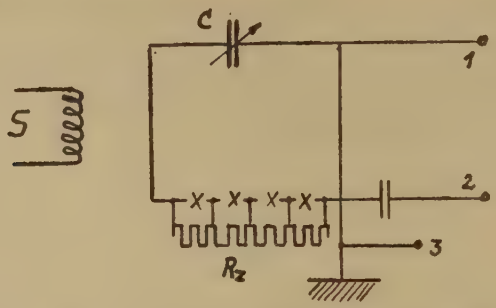


Abb. 7. 1 bis 3 Anschlüsse zum Röhrenvoltmeter.

Rohde konnte seinen Meßkreis nur durch Abstimmen des Senders in Resonanz versetzen. Um den Meßkreis für verschiedene Platten ungefähr auf gleicher Wellenlänge zu halten, mußte er die Dicke der Meßplatten variieren, die zwischen 1 und 4 mm schwankte. Bei einem Elektrodendurchmesser von 30 mm, wie ihn Rohde angab, und einer Dicke der Meßplatten von 3—4 mm ist aber die Streukapazität schon zu berücksichtigen.

Die Rohdesche Meßanordnung, wie sie zuletzt angegeben wurde, hat den Vorzug der Einfachheit des Aufbaues, der sich für Zimmertemperaturmessungen sicherlich gut eignet unter der Voraussetzung, daß es gelingt, die Streukapazität klein zu halten oder sie rechnerisch auszuschalten. In diesem Fall ist auch die Ausführung der Vergleichswiderstände als Stöpselleiste günstig.

Für Temperaturmessungen ist Rohdes Aufbau nicht geeignet. Die hohen Temperaturen des Meßkondensators würden sich über die Zuleitungen auf die kleine Meßanordnung übertragen. Die Vergleichswiderstände, die der hohen Frequenz wegen vom Meßkondensator einen sehr geringen Abstand haben müssen, würden von der Tem-

peratur stark angegriffen werden und ihren Widerstand ändern. Schrauben und Stöpsel, wie überhaupt alle Metallteile würden sich verziehen, oxydieren und damit ihre Leitfähigkeit ändern sowie Übergangswiderstände verursachen.

B. Die zur Bestimmung des Verlustfaktors bei höheren Temperaturen und hohen Frequenzen benutzte Anordnung.

Wie in den vorstehenden Darlegungen ausgeführt worden ist, eignen sich die bisher bekannten Verfahren zur Bestimmung des Verlustfaktors für Messungen bei hohen Temperaturen wenig oder gar nicht. Im nachstehenden wird deshalb ein Verfahren angegeben, das für die Bestimmung des Verlustfaktors bei hohen Temperaturen und hohen Frequenzen sehr brauchbare Ergebnisse liefert. Es handelt sich um eine getrennte Bestimmung von C, ω und R, wobei R durch ein Resonanzverfahren ermittelt wird.

1. Bestimmung der Kapazität.

Die Bestimmung der Kapazität C_x erfolgte nach einem Resonanzverfahren bei einer Wellenlänge von etwa 100 m als Differenzenmessung. Nachstehende Abbildung 8 zeigt den Meßsender und den Aufbau des Meßkreises, der aus einer 7-Windungsspule, einem Normalkondensator und einem Thermokreuzinstrument mit dem Meßbereich bis 1 Amp. bestand. Der Normalkondensator war von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geeicht und hatte einen Meßbereich bis 300 $\mu\mu$F. Parallel zu C_N lag die mit Metallbelag versehene Meßplatte C_x, die von zwei Schrauben gehalten wurde, die in Trolitul eingelassen waren. Die Zuführungen zu C_x waren dünne Drähte, um Parallelkapazitäten klein zu halten. Der Schwingkreis wurde zunächst mit C_N auf Resonanz gebracht, ohne daß C_x eingeschaltet war.

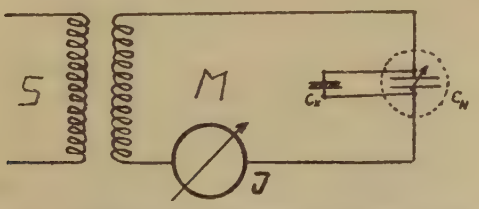


Abb. 9. Meßkreis zur Bestimmung der Kapazität.

Man erhielt dann einen Wert C′. Dann wurde die Meßplatte eingespannt und der Kreis von neuem auf Resonanz abgestimmt. Man erhielt einen zweiten Wert C″. Die Kapazität für C_x war dann

$$C_x = C' - C''.$$

Mit dieser Anordnung wurden Kapazitäten zwischen 30 und 90 μμF bestimmt.

Um genaue Meßergebnisse zu erhalten, muß der Meßkreis eine sehr scharfe Resonanz haben. Die Zuleitungen von C_N nach C_x müssen bei beiden Messungen die gleiche Lage haben, damit eine etwaige Parallelkapazität herausfällt. Um die Resonanzlage gut zu erkennen, ist möglichst bei Vollausschlag des Instrumentes zu arbeiten. Die Meßgenauigkeit beträgt dann durchschnittlich 1 %.

Durch die Temperaturerhöhung tritt neben der Vergrößerung des Widerstandes auch eine Erhöhung der Kapazität ein. Im Meßkreis für die Widerstandsbestimmung liegen als Kapazitäten der Meßkondensator C_x und eine veränderliche Kapazität C_2 in Reihe geschaltet (Abb. 10).

Die Vergrößerung der Kapazität C_x läßt sich leicht aus der Veränderung von C_2 mit der Temperatur und dem Kapazitätswert des Dielektrikums bei Zimmertemperatur feststellen, sofern es sich um kleine Änderungen handelt, was bei den vorgenommenen Versuchen stets der Fall war.

Für die beiden im Meßkreis hintereinander geschalteten Kapazitäten gilt bei Resonanz bei konstanter Temperatur

$$\frac{1}{C_{x_z}} + \frac{1}{C_{2_z}} = \text{konst.}$$

$$-\frac{\partial C_x}{C_x^2} - \frac{\partial C_2}{C_2^2} = 0$$

$$\partial C_x = -\partial C_2 \frac{C_{x_z}^2}{C_{2_z}}$$

$$\left| \partial C_x \right| = \left| \partial C_2 \left(\frac{C_{x_z}}{C_{2_z}} \right)^2 \right|$$

C_{x_z} = Kapazität des zu messenden Kondensators bei Zimmertemperatur.

C_{2_z} = Kapazität des Abstimmkondensators bei Zimmertemperatur.

Die Streukapazität, die durch den Meßkondensator entsteht, wurde möglichst klein gehalten. Sie ist klein, wenn das Verhältnis Plattendurchmesser zur Dicke der Platte groß ist, was bei den untersuchten Platten berücksichtigt worden ist. Eine Parallelkapazität der Zuleitungen wurde durch die Art des Aufbaues vermieden (s. unter 3 d).

2. Bestimmung der Frequenz.

Die Frequenz ω wurde mit einem nach Telefunkenart gebauten Wellenmesser, dessen Meßbereich sich von 90 m bis 7 m erstreckt, bestimmt. Zur Kontrolle wurde die vorhandene Eichung mit der eines Telefunkenwellenmessers der D.V.L. in Adlershof verglichen.

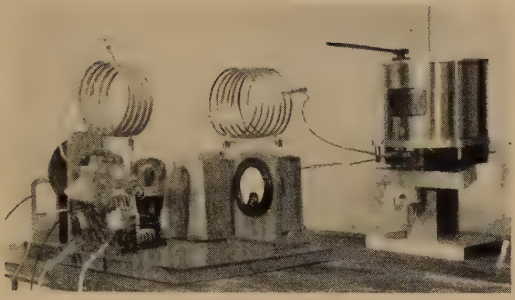


Abb. 8.

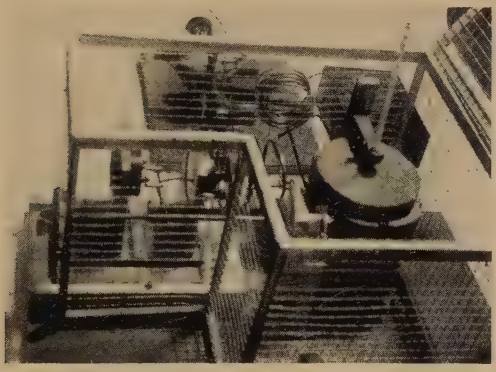


Abb. 11. Meßkreis zur Eichung eingestellt.

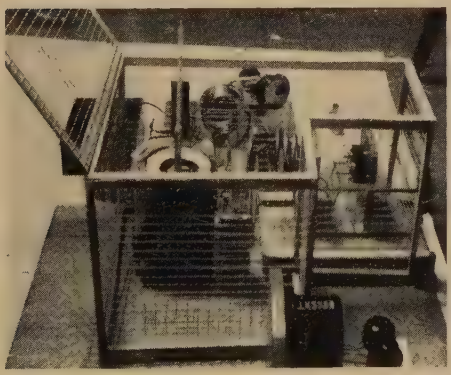


Abb. 13.

3. Bestimmung des Widerstandes R.

Wie bereits oben erwähnt wurde (S. 15), eignet sich zur Widerstandsbestimmung von Verlustwinkeln kleiner Größenordnung bei höheren Temperaturen und hohen Frequenzen von den bisher bekannten Methoden am besten die von Lindemann-Schott, die auch für die vorliegende Arbeit benutzt wurde.

a) Aufbau der Meßanordnung.

Die Meßanordnung bestand in unserem Fall aus dem eigentlichen Meßkreis und einem Indikatorkreis. Im Meßkreis lagen zwei Induktivitäten L_1 und L_2 zwei Kapazitäten C_N und C_2 gegenüber. Damit wurde die elektrische Symmetrie gewahrt, was experimentell dadurch nachgewiesen wurde, daß an allen Stellen des Kreises bei gleichen Bedingungen derselbe Strom floß.

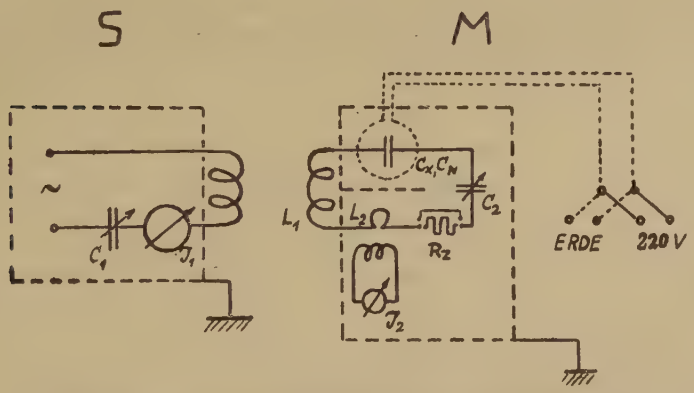


Abb. 10. Abgeschirmte Verlustwinkelmeßanordnung.

Der Meßkreis war soweit wie möglich freitragend aufgebaut, ohne daß die Stabilität herabgesetzt wurde. Das ist bei Verwendung von starkem Kupferrohr, bei kurzen Zuleitungen und kleiner Windungszahl der Induktivitäten möglich.

Der Meßkondensator C_M bestand aus zwei Messingplatten mit kurzem Stumpf. Die Zuleitungen, die aus weichgeglühten Elektrolytkupferbändern bestanden, waren mit Silber an die Meßplatten angelötet, um bei den großen Temperaturunterschieden keine Übergangswiderstände durch schlechte Kontakte zu verursachen. Der Ofen, in dem sich der Meßkondensator befand, ist an anderer Stelle (3 d) beschrieben.

Die Kondensatorplatten wurden am Stumpf von keramischen Hülsen aus Frequenta D gehalten. Zwischen den beiden Elektroden lag das zu messende Dielektrikum. Derselbe Kondensator wurde auch als Vergleichskondensator C_N benutzt, wobei an Stelle des Dielektrikums Luft trat. Man klemmte das Frequentaröhrchen in einen Holzgriff ein und regulierte die Klemmspannung so, daß sich der gewünschte Luftabstand leicht einstellen ließ. Bei der Luftmessung zur Eichung des Kreises wurden skineffektfreie, kapazitäts- und induktionsarme Widerstände benutzt.

Der Kondensator C_2 diente zur Abstimmung des Meßkreises. Er war nahezu verlustfrei, da die Isolationsteile durch Frequenta D ersetzt worden waren. Dieser Kondensator war auf der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geeicht worden.

Die Spulen waren mit ihren Zuleitungen zusammenhängend aus dickem Kupferrohr angefertigt, um den Kreiswiderstand klein zu halten. Der Strommesser I_2 war ein von Hartmann und Braun hergestelltes Thermokreuz-Instrument mit einem Meßbereich von 3 bis 30 m A. Der Widerstandsdraht des Thermoelements befand sich im Vakuum, um den Eigenwiderstand des Instrumentes herabzusetzen.

b) Eichung und Kreiswiderstand.

Der Meßkreis wurde bei eingeschaltetem Vergleichskondensator C_N in Ohm geeicht, indem bei verschiedenen Widerständen ($R_z = 0$ bis $R_z = 2{,}5\ \Omega$) das Amplitudenverhältnis I_1/I_2 bestimmt wurde, wobei I_2 der Strom im angekoppelten Indikatorkreis, I_1 der Schwingstrom im Sender waren. Trägt man $R_z = f\,(I_1/I_2)$ graphisch auf, so erhält man eine Gerade als Eichkurve. Voraussetzung dafür ist, daß Frequenz und Kopplung K_1 und K_2 konstant sind und daß der Ofen vorher gut getrocknet ist. Kennt man also I_1 und I_2, so läßt sich der zugehörige Widerstand aus der Eichgeraden leicht ermitteln.

Es lassen sich um so kleinere Verlustwiderstände bestimmen, je geringer der Widerstand des Meßkreises ist. Um den Kreiswiderstand möglichst klein zu halten, wurde das Meßinstrument I_2 nicht in den eigentlichen Meßkreis gelegt, sondern angekoppelt. Die Dämpfung, die der Kreis so erfährt, ist von der Kopplung abhängig, beträgt aber im ungünstigsten Fall nur einen kleinen Bruchteil vom Eigenwiderstand des Instrumentes. Der Kreiswiderstand betrug daher in dem Frequenzbereich von $1{,}5 \cdot 10^7$ Hz bis $3 \cdot 10^7$ Hz 0,8 bis 0,35 Ohm je nach Kopplung und Frequenz. Der Kreiswiderstand läßt sich rechnerisch und zeichnerisch ermitteln. Die oben erwähnte Eichgerade schneidet auf der negativen Abszissenachse einen Abschnitt ab, der in demselben Maßstab von R_z den Kreiswiderstand R_k angibt (22).

Rechnerisch erhält man aus

$$I \cdot R_k = I' (R_k + R_z)$$

$$\text{für } R_k = \frac{I' \cdot R_z}{I - I'}, \quad \text{wenn}$$

I = Strom im Meßkreis, wenn $R_z = 0$,
I' = Strom im Meßkreis, wenn $R_z \neq 0$,
R_z = Zusatzwiderstand,
R_k = Kreiswiderstand bedeuten.

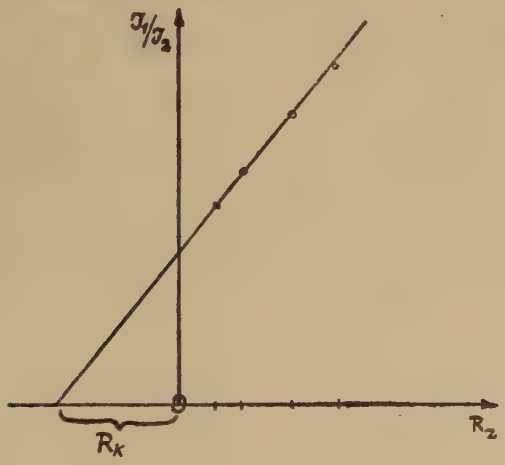


Abb. 12.

c) Verlust- und Temperaturmessung.

Nach Eichung des Meßkreises wurde das zu messende Dielektrikum zwischen die beiden Kondensatorplatten gelegt und auf etwa 320° C erhitzt. Dann wurde mit fallender Temperatur von 300° ab alle 20° bis 25° C das Verhältnis I_1/I_2 festgestellt. I_1 wurde konstant gehalten, I_2 fand man, wenn man den Meßkreis mit Hilfe von C_2 wieder auf Resonanz nachstimmte. Dann wurde der Wert für Zimmertemperatur festgestellt und der Kreis noch einmal geeicht. Die Eichungen stimmten meist gut überein, so daß man sich schließlich damit begnügen konnte, die Eichungen nach jeder Meßreihe vorzunehmen.

Da im Ofen eine gleichmäßige Temperaturverteilung vorhanden war, genügte die Temperaturfeststellung in der oberen Meßplatte. Die Temperatur wurde mit einem Thermometer, das bis 400° C geeicht war, gemessen. Die Temperaturerhöhung, die durch den herausragenden Faden entstand, wurde in üblicher Weise korrigiert.

d) Meßbedingungen und Fehlerquellen.

Da die Messungen dieser Arbeit bei Temperaturen bis über 300° C stattfanden, so mußte ständig sorgfältigst darüber gewacht werden, daß sich keine Kontakte lockerten und Übergangswiderstände bildeten. Deswegen wurden die Zuführungen zum Meßkondensator mit Silber gelötet. Zuleitungen und Stecker wurden soweit wie möglich zusammenhängend gearbeitet. Selbstverständlich mußte dauernd darauf geachtet werden, daß auftretende Oxydationen beseitigt wurden. Die Kondensatorplatten, die sich trotz ihrer Dicke infolge der großen Temperaturunterschiede verzogen, mußten wiederholt plan geschliffen werden, damit zwischen der Belegung der Meßplatte und der Elektrode stets sicherer Kontakt vorhanden war.

Die Metallbelegungen der Dielektrika wurden verschiedentlich erneuert, da nach mehreren Erwärmungen die Belegungen lose wurden.

Um eine gleichmäßige Erwärmung zu erreichen, war der Meßkondensator in einem zylinderförmigen aus Steatit bestehenden Ofen konzentrisch angebracht. Der Ofen war in Diatomit eingeschlossen, das eine ausgezeichnete Wärmeisolationsfähigkeit besitzt. Im Mantel waren zwei kleine Öffnungen zur Ausführung der Kondensatorzuleitungen, die so groß waren, daß die Zuleitungen den Ofen nicht berührten, aber genügend klein, um den Wärmeausgleich nicht zu gefährden. Der Deckel hatte eine Durchführung für das Thermometer. Die Heizwicklung war in zwölf Windungen spiralig um den Ofenkörper gelegt und wurde während der Messungen an beiden Enden geerdet, um Wirbelströme zu vermeiden und die Feldumgebung des Kondensators auf konstantem Potential zu halten.

Um elektrische Einflüsse der Umgebung zu verhindern, wurden Sender und Meßanordnung in geerdete Faradaysche Käfige gebracht.

Um den Widerstand im Meßkreis klein zu halten, mußte der Aufbau gedrängt sein. Dadurch konnten leicht Parallelkapazitäten zwischen zwei Leitungen entstehen, die störend gewirkt hätten. Deshalb wurde, wie in der Schaltung ersichtlich, eine geerdete Trennwand gezogen. Zwischen den Zuleitungen des Meß- und Vergleichskondensators wurde dadurch, daß sie zwischen den an Erde liegenden Heizwindungen hindurchgingen, eine Parallelkapazität hinfällig.

Die Abschirmung hat zwar den Nachteil, daß sie auf die Meßanordnung stark energieentziehend wirkt, der Erfolg hinsichtlich der Konstanz des Stromes und der Reproduzierbarkeit der Werte ist aber größer als jener Nachteil.

Um eine Rückwirkung vom Meßkreis auf den Sender zu vermeiden, muß man genügend lose koppeln oder eine statische Abschirmung zwischen die beiden Koppelspulen bringen. Der Kopp-

lungsabstand zwischen Meßkreis und Sender betrug im Durchschnitt 25 cm. Die Kopplung war stets so lose, daß eine elektrostatische Abschirmung keinen Einfluß mehr hatte.

Auf die Bedeutung der Streukapazität wurde bereits bei der Kapazitätsmessung hingewiesen.

Große Fehler entstehen, wenn die Messung bei nicht getrockneter Meßanordnung vorgenommen wird oder, wenn die Eichung bei luftfeuchter, die Messung bei getrockneter Apparatur erfolgt. Die Versuchsplatten wurden stets erst dann gemessen, wenn sie im Kondensator über 300° C erwärmt worden waren, um einen Feuchtigkeitseinfluß auszuschalten.

Allgemeine Angaben, wie man sie in der Literatur findet, daß die Versuchsplatten zur Verlustfaktorbestimmung in getrocknetem Zustande oder bei einer Luftfeuchtigkeit von 60 bis 80 % gemessen wurden, befriedigen nicht. Der Feuchtigkeitsgrad des Materials ist auch von der Art der Trocknung abhängig. Bekannt (23) ist, daß man bei Gläsern zwischen einer temporären Wasserhaut, einer permanenten Wasserhaut und einer inneren Feuchtigkeit des Materials unterscheidet. Solche Wasserhäute sind auch bei den keramischen Materialien vorhanden. Sie hängen qualitativ und quantitativ vom Alter des Materials, vom Aufbewahrungsort und von der Art der Reinigung ab. Die Wasserhäute verschwinden durch Erhitzen der Stoffe bei verschieden hohen Temperaturen. Oberflächlich adsorbierter Wasserdampf wird erst bei einer Temperatur von 120° C frei. Man muß deshalb im allgemeinen die Versuchsplatten mindestens bis zu dieser Temperatur erhitzen, um sie an der Oberfläche zu trocknen. Die Gase, wie z. B. CO_2, H_2, N_2, die sich im Innern des Materials befinden, werden erst bei höheren Temperaturen frei.

C. Meßergebnisse und Besprechung bereits veröffentlichter Werte.

Die benutzten Meßplatten hatten einen Durchmesser von 4 bis 4,5 cm, die Dicke betrug meist 1 mm, bei einigen Platten 1,5 bis 2 mm. Die Dielektrika waren zum Teil Kunststoffe, zum Teil keramische Materialien. Die Messungen erfolgten durchweg so, daß die Versuchsplatten, um genügend auszutrocknen, erst auf die Höchsttemperatur gebracht und dann mit fallender Temperatur gemessen wurden. Die Versuchsergebnisse wurden noch mehrmals nachgeprüft. Der Unterschied zwischen mehreren Meßwerten gleicher Versuchsplatten unter gleichen Meßbedingungen betrug für Verlustfaktoren zwischen $10 \cdot 10^{-4}$ und $100 \cdot 10^{-4}$ 3 %, für Verlustfaktoren zwischen $3 \cdot 10^{-4}$ und $10 \cdot 10^{-4}$ 3 bis 6 % und für sehr kleine Verlustfaktoren unter $3 \cdot 10^{-4}$ 8 bis 10 %.

Von den Kunststoffen wurden Trolitul und dem Trolitul ähnliche Stoffe der Firma Görler-Transformatoren A. G. untersucht. In den nachstehenden Tabellen sind die Werte der Dielektrizitätskonstanten D und des Verlustfaktors $\operatorname{tg}\delta$ in Abhängigkeit von der Temperatur zwischen 25° und 80° C bei den Frequenzen von $2{,}94 \cdot 10^7$ Hz, $2{,}13 \cdot 10^7$ Hz und $1{,}77 \cdot 10^7$ Hz angegeben.

Interessant ist der Kurvenverlauf von $\operatorname{tg}\delta = f(T)$ (s. S. 34 ff.) derjenigen Versuchsplatten, die bei Veränderung des Aggregatzustandes vom festen in den zähflüssigen Zustand gemessen wurden.

Für Trolitul ist aus den Kurven $\operatorname{tg}\delta = f(T)$ eine Änderung des Aggregatzustandes in der Zone 60° bis 80° C deutlich erkennbar. Der Verlustwinkel steigt zunächst mit der Temperatur an. Während des Überganges vom festen in den zähflüssigen Zustand verändert sich der Verlustfaktor nur wenig. Dann aber steigt die Kurve wieder stark an. Das Steigen des dielektrischen Verlustes mit der Temperatur läßt sich aus den molekularen Vorgängen im Dielektrikum erklären. Bei der Temperaturerhöhung steigt die Zahl der Zusammenstöße von Atomen und sich bewegenden Elektronen, was die Erhöhung des Widerstandes verursacht. In der Zone der Veränderung des Aggregatzustandes müssen die innermolekularen Vorgänge anders verlaufen. Man findet die Tatsache bekräftigt, daß die physikalischen Eigenschaften sich im Erweichungsintervall stark ändern. Das zeigt sich auch bei der Messung der Dielektrizitätskonstante, die erst mit der Temperatur ein wenig größer wurde, dann plötzlich abnahm. Die Temperaturbeständigkeit bis 60° wurde bestätigt.

Bei den Kunststoffen von Görler liegt die Änderung des Aggregatzustandes etwas höher, bei 70° bis 90° C. Während bei Trolitul ein deutlicher Knick zu messen war, ist er bei den Görler-Meßplatten nur angedeutet. Die Verlustfaktoren für die Görler-Materialien sind bedeutend höher als die von Trolitul. Die Görler-Materialien gehören aber immer noch zu den guten Isolierstoffen. Durchweg ist eine Zunahme des Verlustfaktors mit der Temperatur festzustellen.

Von den Görler-Materialien waren bisher keine Meßwerte bekannt. Trolitul ist von Rohde bei Zimmertemperatur zwischen 1000 m und 3 m Wellenlänge gemessen worden. Die Werte dafür sind verschiedentlich veröffentlicht und in der Zusammenstellung bereits veröffentlichter Verlustfaktoren (S. 33) wiedergegeben worden. Die Dielektrizitätskonstante wurde mit 2,6 gemessen. In der Literatur*) wird sie mit 2,5 und 2,6 sowie 2,1**) angegeben.

Die keramischen Versuchsplatten wurden durchweg bei Temperaturen zwischen 25° und 300° bei Frequenzen zwischen $3 \cdot 10^7$ und $1{,}5 \cdot 10^7$ Hz ($\lambda = 10$ bis 20 m) gemessen, von denen in den Tabellen die Werte für die Wellenlänge $\lambda = 10$ m angegeben werden.

*) s. Sommerfeld (1) und Mehdorn (1).
**) Messung von Rohde.

Für alle Materialien gilt, daß ihre dielektrischen Verluste temperatur- und frequenzabhängig sind. Die Temperaturabhängigkeit nimmt im allgemeinen mit der Frequenz zu. Der Verlauf der Kurve $\operatorname{tg}\delta = f(T)$ ist exponentiell.

Von den keramischen Dielektriken haben die von Osram zur Verfügung gestellten Meßplatten V 95 III, V 106 II, V 105 V bei Zimmertemperatur einen erstaunlich kleinen Verlustwinkel. Als kleinster Verlustfaktor wurde $0{,}4 \cdot 10^{-4}$ für V 95 III bei $\lambda = 18$ m gemessen. Für Calit (alt), Calit (neu) und Frequenta ergab sich bei Zimmertemperatur bei den genannten Frequenzen eine ungefähre Übereinstimmung mit bereits gemessenen Werten. Für die übrigen Materialien liegen keine Vergleichswerte vor.

Die Dielektrizitätskonstanten liegen zwischen 5,5 und 7,5. Für die Meßplatten von Osram ließ sie sich nur ungefähr bestimmen, da die Dicke der Platten ohne Belegungen nicht genau bekannt ist. (Tabellen und Kurven S. 29 ff.)

Verlustwinkelmessungen in Abhängigkeit von der Temperatur wurden für einige Gläser und Kunststoffe bei mittleren Frequenzen bei 10^6 Hz von Schott (13) und Möller (14) ausgeführt.

Schott zeigt, daß der Verlustfaktor mit wachsender Frequenz ein wenig ansteigt und mit steigender Temperatur (bis 400° C) stark zunimmt. Es werden Verlustfaktoren von Hartgummi, Preßspan, Bernstein und von Gläsern angegeben.

Möller stellt im allgemeinen ein Zunehmen des Verlustwinkels mit der Frequenz fest. Möller untersuchte auch einige Stoffe bei Temperaturen bis 55° C und fand bei Hartpapier und Preßspan ein Fallen des Verlustwinkels mit zunehmender Temperatur. Das dürfte aber nur auf Feuchtigkeitseinflüssen beruhen und nicht durch das Material bedingt sein. Darauf weist auch die Tatsache hin, daß Möller selbst angibt, daß Preßspan sehr stark hygroskopisch ist.

Für einige Dielektrika sind in letzter Zeit von Rohde oder von anderen, die eine Rohdesche Meßanordnung benutzten, Verlustwinkel bei Zimmertemperatur bestimmt worden. Die Veröffentlichungen der Rohdeschen Messungen sind in der Zusammenstellung bereits veröffentlichter Verlustfaktoren (S. 33) wiedergegeben. Ein Vergleich seiner Messungen ist schwer, da sie unter verschiedenen Bedingungen erfolgten, die nicht genau angegeben wurden. Zum Teil wurden sehr verschiedene Werte für gleiches Material und gleiche Wellenlänge angegeben, wie die angegebenen Verlustfaktoren für Kunstmaterialien zeigen*).

Während Rohde in einer seiner Veröffentlichungen (24) den Verlustwinkel mit steigender Frequenz durchweg größer werden läßt, ist

*) s. Zusammenstellung S. 33.

für keramische Materialien in anderen Schriften das Gegenteil der Fall. Für Kunststoffe findet man bei Rohdes Messungen meist Steigen aber auch Fallen mit der Frequenz.

Rohde vertrat zunächst die Ansicht (16), (17), daß Messungen an getrockneten Meßplatten keinen Wert für die Praxis hätten und begründete damit, daß er seine Verlustwinkel bei einer relativen Luftfeuchtigkeit von 60 bis 80 % gemessen hatte. Diese Angabe ist viel zu ungenau, da der Verlustfaktor für gleiches Material bei sonst gleichen Meßbedingungen bei 80 % Feuchtigkeit um 100 % und mehr verschieden sein kann als bei 60 % Feuchtigkeit.

Später (18) wird auf die Feuchtigkeit hingewiesen und schließlich werden auch Messungen von getrockneten Versuchsplatten (20) gemacht. Zahlenmäßig (18) wird angegeben, daß der Einfluß der Luftfeuchtigkeit Verlustfaktorvergrößerungen zwischen 2 und $20 \cdot 6 \cdot 10^{-4}$ verursachen könnte, was einem 10fachen Betrage (1000 %) entspricht. Weiter wird gesagt, daß alle Proben mit Wasserhaut ein Fallen des Verlustwinkels mit der Frequenz zeigen. Daraus muß man entnehmen, daß Rohde das Fallen der von ihm gemessenen Verlustfaktoren auch auf die Wasserhaut zurückführt.

III.

Zusammenfassung und Schluß.

Die bisher bekannten Verlustwinkelmeßmethoden sind in dieser Arbeit in historischer Reihenfolge zusammengestellt und auf ihre Anwendbarkeit zum Messen kleiner Verlustwinkel bei hohen Frequenzen in Abhängigkeit von der Temperatur untersucht worden. Eine neue Meßanordnung wird angegeben, mit der es möglich ist, den Verlustwinkel in Abhängigkeit von der Temperatur bei hohen Frequenzen zu messen. Die mit dieser Meßanordnung bei Temperaturen von 25° bis 300° C gemessenen Verlustfaktoren werden für keramische Materialien und Kunststoffe für die Wellenlänge $\lambda = 10$ m ($\nu = 3 \cdot 10^7$ Hz) angegeben. Dabei wurde festgestellt, daß der Verlustfaktor für die gemessenen Materialien mit steigender Temperatur stark zunimmt. Die veröffentlichten Meßergebnisse ähnlicher Stoffe, die sich fast nur auf Zimmertemperatur beziehen, wurden in den Erörterungen mit gewürdigt.

Der dielektrische Verlustfaktor wurde für die Materialien Trolitul, Görler I, Görler II, Görler III, V 95 III, V 106 II, V 105 V, Frequenta D, Calit (neu), O 40 II, O 41 I, O 9 I, Calit (alt) in Abhängigkeit von der Temperatur (25° bis 300° C) bestimmt.

1. Kunststoffe:

$\text{tg } \delta\ (\lambda) = f\ (T\ ^\circ C)$.

Trolitul		Görler I		Görler II		Görler III	
D*) (25°—100° C)	2,6	3,4		3,3		3,5	
$\lambda = 10{,}2$ m		$\lambda = 10{,}2$ m		$\lambda = 10{,}2$ m		$\lambda = 10{,}2$ m	
T °C	tg δ	T °C	tg δ	T °C	tg δ	T °C	tg δ
25	$4{,}2.10^{-4}$	25	$7{,}6.10^{-4}$	23	$7{,}7.10^{-4}$	28	$6{,}4.10^{-4}$
40	4,7	40	7,7	30	8,1	37	7,3
50	6,5	47	8,3	34	8,5	41	7,4
60	13,8	57	9,0	43	9,1	48	8,4
70	15,4	70	11,1	54	10,9	60	11,3
80	17,7	79	15,3	68	15,0	67	14,2
86	22,7			71	16,8	72	15,4
92	29,3			80	20,6		

*) D = Dielektrizitätskonstante.

Aus den Kurven $\text{tg } \delta = f\ (T)$ ergeben sich bei $\lambda = 10{,}2$ m für die verschiedenen Temperaturen die Werte:

T °C	Trolitul	Görler I	Görler II	Görler III
	tg δ	tg δ	tg δ	tg δ
25	$4{,}2.10^{-4}$	$7{,}6.10^{-4}$	$7{,}8.10^{-4}$	$6{,}4.10^{-4}$
30	4,3	7,8	8,1	6,7
40	4,5	8,5	8,9	7,4
50	6,6	9,5	10,2	8,6
60	14,0	11,0	12,0	11,3
70	15,5	17,0	16,2	15,1
80	17,8		20,8	
90	27,0			

Messungen bei Zimmertemperatur:

λ_m	Görler I	Görler II	Görler III
	tg δ	tg δ	tg δ
10,2	$7{,}6.10^{-4}$	$7{,}7.10^{-4}$	$6{,}4.10^{-4}$
12,0	5,8	6,0	—
14,1	—	—	5,3
14,7	4,0	4,2	—
17,0	3,4	3,5	5,0

2. Keramische Materialien:

$\text{tg}\,\delta\,(\lambda) = f\,(T\,^{\circ}\,C)$.

V 95 III		V 106 II		V 105 V	
D (25° C)	6,9	5,5		7,2	
D (300° C)	7,1	5,6		7,4	
$\lambda = 10{,}2$ m		$\lambda = 10{,}2$ m		$\lambda = 10{,}2$ m	
T °C	tg δ	T °C	tg δ	T °C	tg δ
32	$1{,}0.10^{-4}$	22	$1{,}1.10^{-4}$	25	$3{,}0.10^{-4}$
63	1,3	80	1,3	80	3,6
81	1,4	104	1,7	100	4,0
110	1,5	113	1,8	122	4,3
132	1,6	137	1,9	140	4,5
150	2,0	170	2,5	170	5,5
181	2,8	194	3,2	202	6,0
200	2,9	221	4,0	238	8,6
222	3,8	230	4,9	256	9,8
242	5,2	252	6,0	283	12,7
265	7,0	280	8,6	303	15,2
292	9,5	291	9,8		

Aus den Kurven $\text{tg}\,\delta = f\,(T)$ ergeben sich bei $\lambda = 10{,}2$ m für die verschiedenen Temperaturen die Werte:

T °C	V 95 III	V 106 II	V 105 V
	tg δ	tg δ	tg δ
25	$1{,}0.10^{-4}$	$1{,}1.10^{-4}$	$3{,}1.10^{-4}$
100	1,4	1,6	3,9
150	2,0	2,1	4,8
200	3,0	3,4	6,2
250	5,6	6,0	9,3
300	10,4	10,5	14,8

Messungen bei Zimmertemperatur:

λ_m	V 95 III	V 106 II	V 105 V
	tg δ	tg δ	tg δ
10,2	$1{,}0.10^{-4}$	$1{,}1.10^{-4}$	$3{,}1.10^{-4}$
11,75	—	1,0	2,1
13,7	—	—	1,1
14,7	< 1	—	—
14,8	—	< 1	—
17,0	—	< 1	—
18,0	< 1	—	< 1

$\operatorname{tg}\delta_{(\lambda)} = f\,(T\,^{\circ}\,C)$.

Frequenta D		Calit 876 (neu)		O 40 II	
D (25° C)	6,2	7,2		7,2	
D (300° C)	6,5	7,5		7,4	
$\lambda = 10{,}2$ m		$\lambda = 10{,}2$ m		$\lambda = 10{,}2$ m	
T °C	tg δ	T °C	tg δ	T °C	tg δ
23	$1{,}8.10^{-4}$	34	$3{,}5.10^{-4}$	25	$8{,}5.10^{-4}$
40	1,9	77	4,2	31	8,6
101	4,1	103	4,7	45	9,1
121	5,1	122	5,6	102	9,5
142	6,7	142	6,2	142	11,3
154	7,4	163	7,4	173	13,4
180	9,8	184	9,1	198	15,4
198	11,8	210	11,3	210	16,2
226	15,8	226	13,3	233	18,1
263	21,9	247	15,5	248	20,3
276	24,6	265	18,4	268	21,8
291	27,9	290	22,7	290	23,6
312	33,5	312	26,5	308	26,0

Aus den Kurven $\operatorname{tg}\delta = f\,(T)$ ergeben sich bei $\lambda = 10{,}2$ m für die verschiedenen Temperaturen die Werte:

T °C	Frequenta D	Calit 876 (neu)	O 40 II
	tg δ	tg δ	tg δ
25	$1{,}8.10^{-4}$	$3{,}4.10^{-4}$	$8{,}5.10^{-4}$
100	4,0	4,8	9,4
150	7,1	6,7	11,7
200	12,0	10,5	15,4
250	19,5	16,0	20,0
300	29,8	24,0	25,2

Messungen bei Zimmertemperatur:

λ_m	Frequenta D	Calit 876 (neu)	O 40 II
	tg δ	tg δ	tg δ
10,2	$1{,}8.10^{-4}$	$3{,}4.10^{-4}$	$8{,}5.10^{-4}$
12,0	1,8	3,4	—
12,5	—	—	7,2
14,1	1,8	3,4	6,8
18,0	—	3,3	—
18,4	1,8	—	6,6

$\text{tg}\,\delta\,(\lambda) = f\,(T\,^{\circ}\,C)$.

O 41 I		O 9 I		Calit (alt)	
D (25° C)	7,4	6,9		6,5	
D (300° C)	7,6	7,1		6,9	
$\lambda = 10{,}2$ m		$\lambda = 10{,}2$ m		$\lambda = 10{,}2$ m	
T °C	tg δ	T °C	tg δ	T °C	tg δ
25	$10{,}5.10^{-4}$	25	$11{,}0.10^{-4}$	25	$14{,}0.10^{-4}$
60	10,7	55	11,1	30	14,1
101	12,2	88	12,1	73	16,1
121	12,7	106	13,2	90	17,4
149	14,8	119	13,4	102	17,7
162	15,5	140	15,3	123	19,3
178	17,0	154	16,6	132	19,7
201	19,2	176	18,6	171	23,3
222	21,0	198	20,8	181	24,4
243	23,6	234	24,7	230	32,0
265	25,2	252	27,0	248	35,2
287	28,3	270	29,0	270	40,9
311	31,0	280	30,0	280	43,3
		301	33,2	298	49,4

Aus den Kurven $\text{tg}\,\delta = f(T)$ ergeben sich bei $\lambda = 10{,}2$ m für die verschiedenen Temperaturen die Werte:

T °C	O 41 I	O 9 I	Calit (alt)
	tg δ	tg δ	tg δ
25	$10{,}5.10^{-4}$	$11{,}0.10^{-4}$	$14{,}0.10^{-4}$
100	11,9	12,8	17,5
150	14,9	16,1	21,2
200	19,0	21,0	27,0
250	24,1	26,7	36,0
300	30,0	32,9	50,0

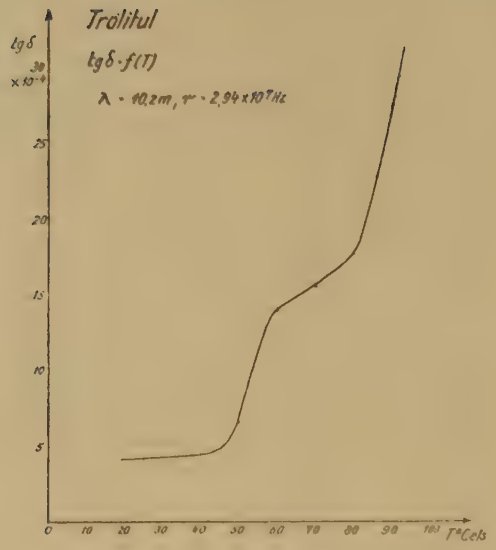
Messungen bei Zimmertemperatur:

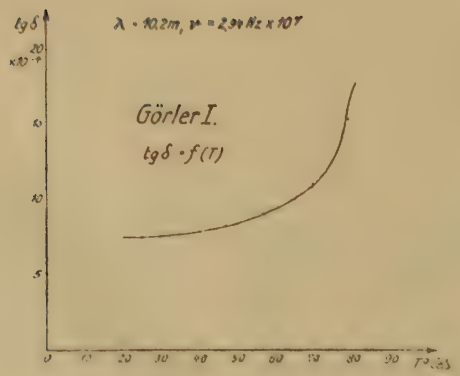
λ_m	O 41 I	O 9 I	Calit (alt)
	tg δ	tg δ	tg δ
10,2	$10{,}5.10^{-4}$	$11{,}0.10^{-4}$	$14{,}0.10^{-4}$
12,0	—	—	12,8
12,5	8,7	9,2	—
14,1	7,9	8,0	12,1
17,0	—	—	11,7
18,4	7,7	7,8	—

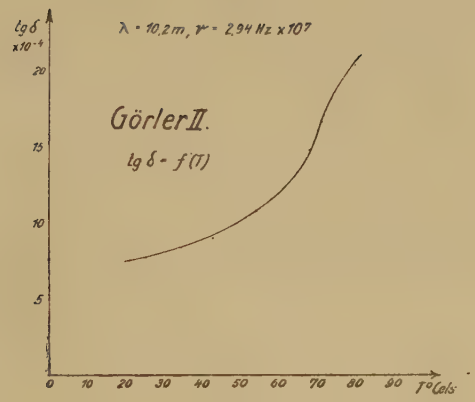
Zusammenstellung bereits veröffentlichter Verlustfaktoren von keramischen Stoffen und Kunstmaterialien, gemessen bei Zimmertemperatur zwischen 3 m und 300 m (10 000 kHz und 1000 kHz).

Material	D	$tg\,\delta \cdot 10^4$								
		$\lambda =$ 3 m	$\lambda =$ 6 m	$\lambda =$ 25 m	$\lambda =$ 30 m	$\lambda =$ 75 m	$\lambda =$ 100 m	$\lambda =$ 150 m	$\lambda =$ 300 m	
Quarz	4,7		1,1		1,0		1,0		1,0	[3]
Ultra Calan	7,1	1,1	1,1		1,0		1,0		1,0	[1] [3]
	6,5	1,6	1,6							[4]
Frequenta D	5,6		< 2	< 2		2		3		[7]
	6,1	1,8	1,9							[4]
Calan spez.	6,5		2,2	2,2		2,2		2,1	2,1	[2]
Frequenta	5,6		3-2	3-2		3				[7]
Calan (alt)	6,5		4,7	3,8		3,7		3,6		[2]
	6,6		3,9		3,7		3,6		3,6	[1]
Calan	6,6		2,5		2,6		2,8		3,2	[2]
Calit	5,9-6,5			5-6		5-6		5-6		[1]
Frequentit	6,0		6,0	6,8		7,5		8,8	10	[1]
Quarzgut	3,9		7,0		5,8		5,5		5,2	[3]
	3,8		27	14,8		8,6		6,7		[2]
	3,8		27	15		6,5		6,5		[1]
	3,9	1,1	1,2							[4]
Steatit	6,4		15	17		18		19	20	[7]
Calit (alt)	6,5		14,2	13,8		13,3		13		[1]
	6,5		12	10	12	14	15-13		15-16	[3]
Calit	6,5		3,2		3,4		3,7		3,8	[1] [3]
Porzellan	5,4		85	63			49		55	[3]
	5,3		85	63		50		48	55	[2]
Trolitul	2,1		5,4	4,6		4,2		3,6		[2]
	2,2		5,4		4,5		3,7		3,9	[3]
	2,2	1,5	1,5							[4]
Schellack	2,6			110		78		65		[2]
Hartgummi	3,0	150	120			64				[2] [5]
	3,0		53	56	57	60				[2] [3]
Bakelit	2,8	500	450							[4]
	2,8		260		220		200		160	[1] [3]
	2,8			270		220		200	180	[2]
Trolitax	5,0	330	300							[4]
	5,0			500		400		345	325	[2]
Preßbernstein	2,9	330	300	180		170				[1] [2] [4]
Trolit	6,2			290		280		275	270	[2]
Preßspan	3,4			580		370		280	240	[2]
Pertinax	5,4	1000	1000-900	770	720	400		330	280	[2] [3] [4] [6]
Vulkanfiber	4,1			1000		510		670		[2]

[1] Rohde. [2] Rohde, Schlegelmilch. [3] Hescho. [4] Rohde, Schwarz. [5] Schott. [6] Möller. [7] Steatit-Magnesia (Febr. 35).

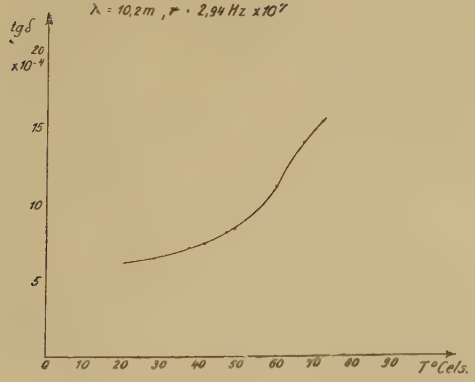

Trolitul
tgδ·f(T)
λ = 10,2m, ν = 2,94×10⁷Hz
tgδ
×10⁻⁴
30
25
20
15
10
5
0
10
20
30
40
50
60
70
80
90
100
T°Cels

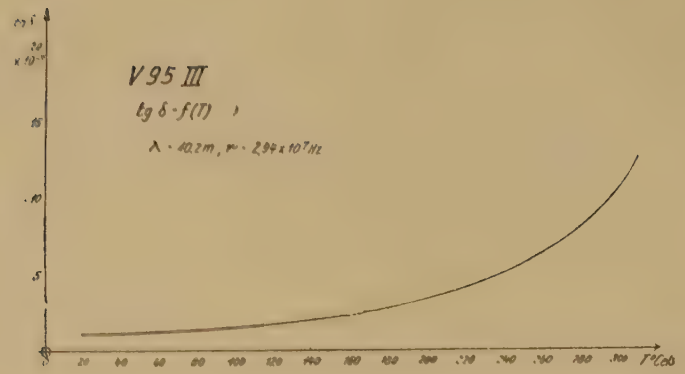

tgδ
λ = 10,2m, ν = 2,94 Hz x 10⁷
20
×10⁻⁴
Görler I.
tgδ·f(T)
10
5
0
20
30
40
50
60
70
80
90

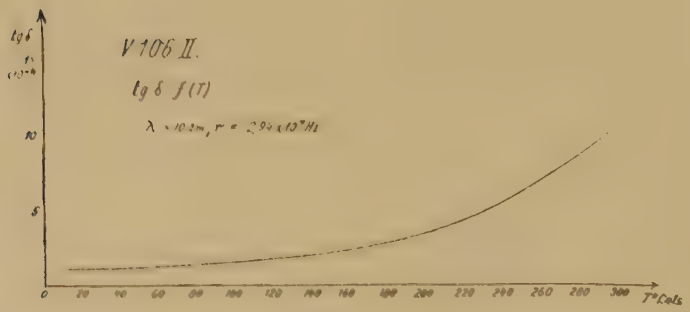


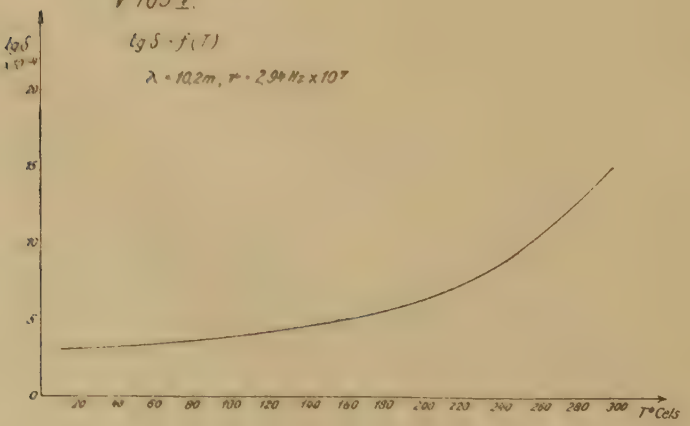
Görler III.

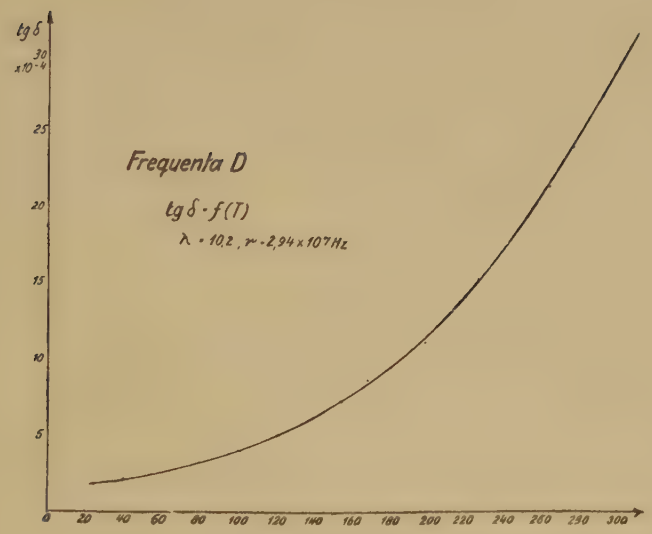
tg δ = f(T)

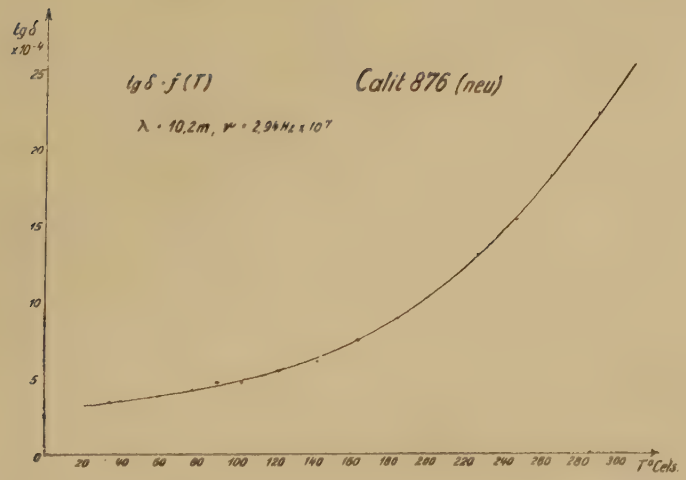


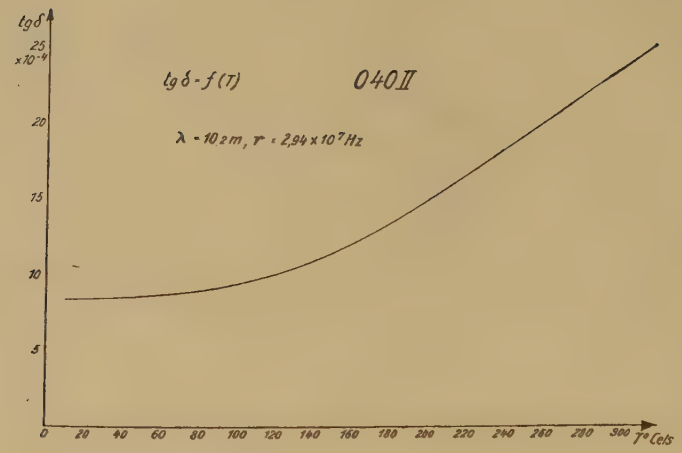

V 95 III
lg δ · f(T)
λ · 10.2m, ν · 2.94 x 10⁷Hz
T°Cels

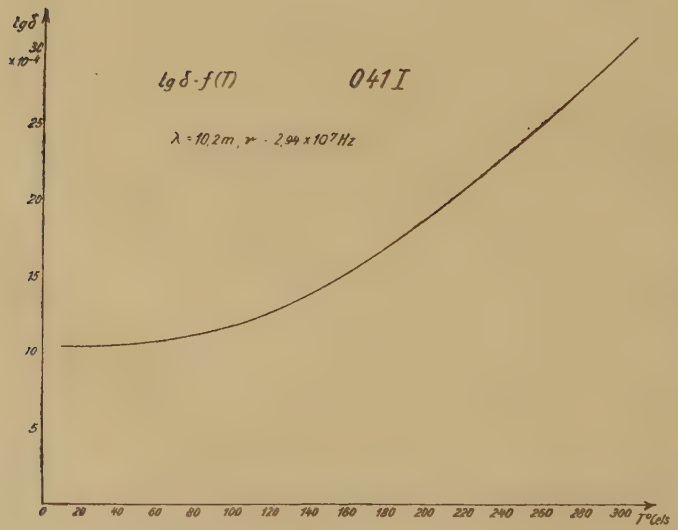

V 106 II.
lg δ f(T)
T°Cels

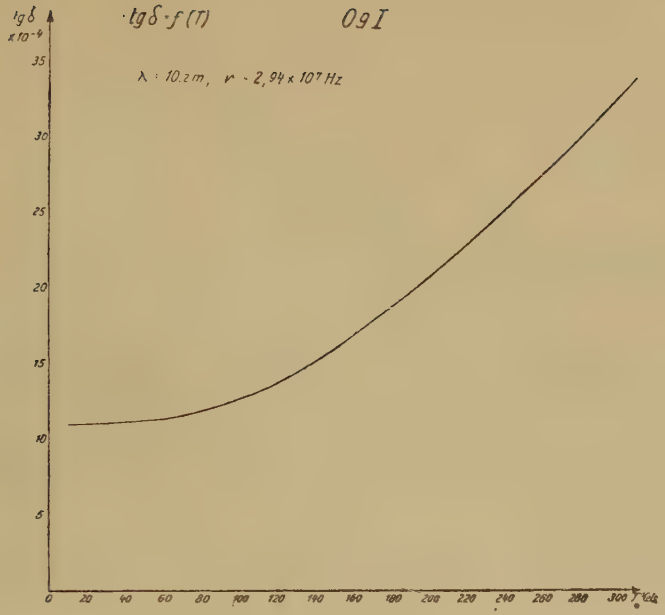

V 105 V.
lg δ · f(T)
λ · 10.2m, ν · 2.94 Hz x 10⁷
T°Cels

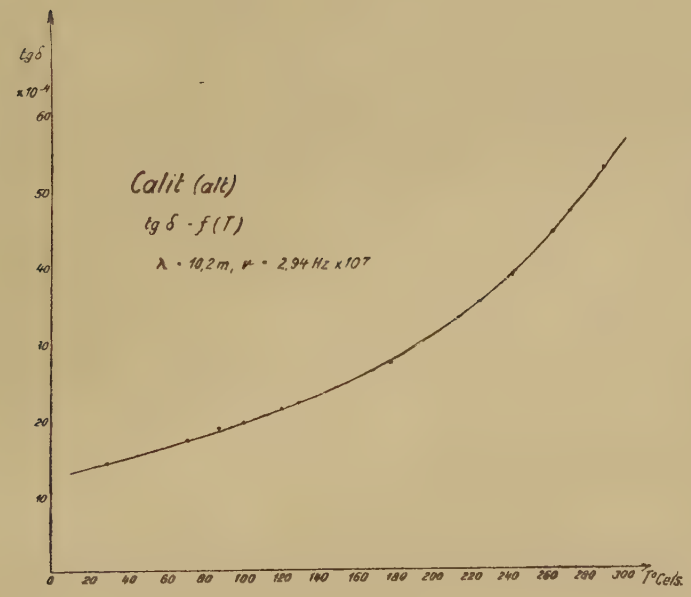

tg δ
x10⁻⁴
30
25
20
15
10
5
Frequenta D
tg δ · f(T)
λ · 10,2 , ν · 2,94 x 10⁷Hz
0
20
40
60
80
100
120
140
160
180
200
220
240
260
280
300


tg δ
x10⁻⁴
25
20
15
10
5
0
tg δ · f(T)
Calit 876 (new)
λ · 10,2m, ν · 2,94Hz x 10⁷
20
40
60
80
100
120
140
160
180
200
220
240
260
280
300
T°Cels.


lg δ
25
x10⁻⁴
lg δ - f (T)
040 II
λ = 10,2 m, ν = 2,94 x 10⁷ Hz
20
15
10
5
0 20 40 60 80 100 120 140 160 180 200 220 240 260 280 300
T° Cels


lg δ
30
x10⁻⁴
lg δ - f (T)
041 I
λ = 10,2 m, ν = 2,94 x 10⁷ Hz
25
20
15
10
5
0 20 40 60 80 100 120 140 160 180 200 220 240 260 280 300
T° Cels


tg δ
x10⁻⁴
35
30
25
20
15
10
5
0
20
40
60
80
100
120
140
160
180
200
220
240
260
280
300
T°Cels.
λ = 10,2 m, ν = 2,94 x 10⁷ Hz


tg δ
x10⁻⁴
60
50
40
30
20
10
0
20
40
60
80
100
120
140
160
180
200
220
240
260
280
300
T°Cels.
Calit (alt)
tg δ = f(T)
λ = 10,2 m, ν = 2,94 Hz x 10⁷

Die vorliegende Arbeit wurde bei Herrn Prof. Dr. Faßbender im Institut für Hochfrequenztechnik und elektr. Schwingungslehre an der Technischen Hochschule Berlin angefertigt.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, Herrn Prof. Dr. Faßbender für die Anregung zu diesen Untersuchungen, die jederzeitige Förderung meiner Arbeit und sein dauerndes Interesse und Wohlwollen meinen herzlichsten Dank auszusprechen.

Auch erlaube ich mir, den Herren Prof. Dr. Wehnelt und Prof. Dr. E. Schumann für die freundliche Übernahme meiner Arbeit ergebenst zu danken.

Weiter danke ich Herrn Präsidenten Peglow vom Reichspostzentralamt und Herrn Regierungsrat Dr. Zickner von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt für die liebenswürdige Überlassung von Meßinstrumenten und wertvollen Ratschläge.

Den Firmen Osram-Berlin, Steatit-Magnesia A. G.-Berlin-Pankow, Hermsdorf - Schomburg A. G. - Hermsdorf und der Fa. Dipl. - Ing. Janssen im Hause Krupp-Berlin danke ich für die zur Verfügung gestellten Untersuchungs- und Baumaterialien sowie Cekas-Chromnickel-Drähten.

Schrifttum.

1. Houwink: Kolloidforschung in Einzeldarstellungen Bd. 11 (1934). Physikalische Eigenschaften und Feinbau von Natur- und Kunstharzen. Sommerfeld: Plastische Massen (1934). Mehdorn: Kunstharzpreßstoffe (1934). VDI Verlag.
2. E. Albers: ETZ (1933). Sonderheft 23, S. 545.
3. Giebe: Zeitschr. f. Instrumentenkunde, 31 (1911), S. 6.
4. K. W. Wagner: ETZ (1911), S. 1001.
5. K. W. Wagner: Physik. Zeitschr. (1912), S. 368.
6. K. W. Wagner: ETZ H. 46 (1915), S. 606.
7. Schering: Zeitschr. f. Instrumentenkunde, 40 (1920), S. 124.
8. Giebe u. Zickner: Arch. f. Elektr. Bd. 21 (1922), S. 109.
9. Leo Behr u. A. J. Williams: Proc. of the Inst. Rad. Eng. 20 (1932), S. 969.
10. Geyger: Arch. f. Elektr. 12 (1923), S. 370; 14 (1924), S. 560; 15 (1925), S. 174.

10a. Handbuch der Physik, Bd. 16 (1927), S. 400 ff.

11. Preuner u. Pungs: Verh. d. D. phys. Ges. 21 (1919), S. 594. Banneitz: Taschenb. d. drahtl. Tel.
12. F. Keller: Zeitschr. f. techn. Phys. H. 3 (1933), S. 128.
13. Schott: Jahrb. d. drahtl. Tel. 17 (1921), S. 88.
14. Möller: Arch. f. Elektr. Bd. 15 (1925), S. 16.
15. Offermann: Jahrb. d. drahtl. Tel. 26 (1927), S. 152.
16. Rohde: ATM Z 940 — 1.
17. Rohde u. Schlegelmilch: ETZ 24 (1933), S. 580.
18. Rohde: Zeitschr. f. techn. Phys., Sonderheft (1933).
19. Rohde u. Schwarz: Funk, H. 8 (1934), S. 145.
20. Rohde u. Schwarz: Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 43 (1934), S. 156.
21. Müller u. Zinke: Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 43 (1934), S. 145.
22. Pauli: Jahrb. d. drahtl. Tel. 18 (1921), S. 338, 348; 17, S. 322.
23. Simon u. Suhrmann: Lichtelektr. Zellen u. ihre Anwendung, Bln. (1932), S. 60 ff.
24. Hescho: Hermsdorf-Schomburg Isolatoren-Ges. Thüringen, Keramische Sondermassen „Calit", „Calan", März 1933, März 1934.
25. Schwandt: Keramische Baustoffe für die Hochfrequenztechnik (1933).
26. Jäger: Elektrische Meßtechnik.

Lebenslauf.

Als Tochter des jetzigen Oberpostrats Otto Siebert wurde ich, Irmtraut Siebert, evang. Konfession, am 14. August 1911 in Berlin geboren. Ostern 1930 bestand ich an der Viktoria Luisen-Schule Berlin die Reifeprüfung und widmete mich dann von Ostern 1930 bis zum Frühjahr 1935 an den Universitäten Berlin und Innsbruck sowie an der Technischen Hochschule Berlin dem Studium der Naturwissenschaften, vornehmlich der Physik, Chemie und Mathematik. Dazu kamen noch Geologie, Mineralogie und Biologie. Die vorliegende Dissertation fertigte ich in den Jahren 1933 und 1934 bei Herrn Professor Dr. H. Faßbender im Institut für Hochfrequenztechnik und elektrische Schwingungslehre an der Technischen Hochschule Berlin an.